They both show that there are 11 stars onthe main sequence. The brightest of them is a Wolf-Rayet star, HD 50896, of type WN5. Its absolute magnitude derived from the C-M diagram is $M_V = -2.0$. According to some authors this star displays variation in the radial velocity of some of the emission lines, which would suggest some binary motion, but this was not confirmed by our photometry.

The red supergiant o' CMa of spectral type K3 Iab belongs to the cluster, and its absolute magnitude is $M_V = -5.0$, in very good agreement with the value of $M_V = -5.2$ obtained by Wilson and Bappu (1957) from the K emission line.

The cluster is younger than the Pleiades and one could suggest that perhaps the Wolf - Rayet is in some stage of rapid evolution.

The complete results will be published somewhere else.

OSCULACIONES HIDROMAGNETICAS DE UN PLASMA EN ROTACION

Roberto Félix Sisteró
(Observatorio Astronómico, Córdoba)

Se analiza el problema de un fluido altamente conductor en rotación limitado por un campo magnético exterior, mediante el método de las perturbaciones lagrangeanas de las ecuaciones viriales tensoriales.

I. Ecuaciones básicas

Las ecuaciones de movimiento, para un fluído en tales condiciones, en un sistema de referencia rotante (Ledoux) son:

(1)
$$\frac{dv_i}{dt} = -\phi_{,i} - \frac{1}{\rho} P_{,i} - 2\,\varepsilon_{ijk}\Omega_j v_k - \varepsilon_{ijk}\Omega_j \varepsilon_{klm}\Omega_l x_m - \varepsilon_{ijk}\dot{\Omega}_j x_k + \frac{1}{\rho} T_{ik,k}$$
con $T_{ik} = \frac{1}{8\pi} H^2 \delta_{ik} - \frac{1}{4\pi} H_i H_k$

(índices repetidos implican sumación). Se supone la rotación en el eje x_3 asimismo el campo magnético de intensidad h en el infinito ($H_i = h\delta_{i3}$ $r = \infty$). Se investigan las pulsaciones de simetría axial acorde con el problema, de este modo, debe cumplirse:

(2)
$$2\,\varepsilon_{ijk}\Omega_j v_k + \varepsilon_{ijk}\dot{\Omega}_j x_k = 0$$

viene del trabajo anterior

References

O.C. Wilson and M.K. Vainu Bappu, Ap.J., 125. 661 (1957)

De (1) se obtienen las ecuaciones viriales tensoriales:

(3) $$\frac{d^2 I_k}{dt^2} = \Omega_k + \delta_{\underline{k}k}\int_V P\,dv + \int_\Sigma x_{\underline{k}} T_{\underline{k}i}\, dS_i + \Omega^2 I_k - \Omega_{\underline{k}} I_{\underline{k}\ell}\Omega_\ell$$

con $I_k = \int_M x_{\underline{k}} x_k\, dm$; $\Omega_k = \int_M x_k x_k \phi\, dm$

(índices subrayados suprimen suma), con E_{ik} = Tensor energía cinética $\sim$ 0, en torno a las configuraciones de equilibrio.

Si la forma exterior del sistema es elipsoidal: $\int_\Sigma x_k T_{ki}\, dS_i = -\frac{h^2}{8\pi} V\sigma_k$

donde V es el volúmen del sistema y las σ_k dependen únicamente de la excentricidad (Parker, Sersic).

Poniendo $\ddot{I}_k = 0$ se obtienen las ecuaciones de equilibrio:

(4) $$\delta_{\underline{k}k}\int_V P\,dv + \Omega_k - \frac{h^2}{8\pi} V\sigma_k + \Omega^2 I_k - \Omega_{\underline{k}} I_{\underline{k}\ell}\Omega_\ell = 0$$

que por simetría se reducen a las dos combinaciones independientes:

$$\Omega_3 - \Omega_1 = \frac{h^2}{8\pi} V\tau + \Omega^2 I_1 \qquad \tau = \sigma_3 - \sigma_1$$

(4') $$3\int_V P\,dv + 2\Omega_1 + \Omega_3 - \frac{h^2}{8\pi} V\sigma + 2\Omega^2 I_1 = 0 \qquad \sigma = 2\sigma_1 + \sigma_3$$

II. Perturbaciones lagrangeanas

Con una perturbación lagrangeana de la forma: $\delta x_i = \xi_{\underline{i}} x_i e^{i\lambda t}$ se obtiene, reemplazando en (3), teniendo en cuenta (2) que implica: $\delta\Omega_k = -2\xi_{\underline{k}}\Omega_k e^{i\lambda t}$, y las ecuaciones de equilibrio (4).

(5) $$(\lambda^2 I_k \delta_{\underline{k}i} + C_{ik})\xi_i = 0$$

donde C_{ik} significa:

$$C_{ik} = \omega_{ik} - \delta_{\underline{i}i}(r-1)\left[\sigma_k - \Omega_k - (\Omega^2 I_k - \Omega_{\underline{k}} I_{k\ell}\Omega_\ell)\right] - \sigma^*_{ik} + 2\Omega^2 I_{\underline{k}}\delta_{\underline{k}i} -$$
$$- \Omega_{\underline{k}}\Omega_\ell\left[I_{\underline{k}\ell}\delta_{ki} + I_{\underline{k}\ell}\delta_{\ell i}\right] - (4 I_k \Omega_i^2 - 2\Omega_k I_{\underline{k}\ell}\Omega_\ell\delta_{\underline{k}i} - 2\Omega_{\underline{k}} I_{\underline{k}i}\Omega_{\underline{i}})$$

con

$$\sigma^*_{ik} = \frac{h^2}{8\pi}\frac{V}{2}(1-\Delta_0)\frac{d\sigma_k}{d\Delta_0}(3\delta_{i3} - \delta_{\underline{i}i}) + \frac{h^2}{8\pi} V\sigma_k\delta_{\underline{i}i}$$
$$\omega_{ik} = -2\int \mu_{\underline{k}}^2 \phi\, dm + 3\int\left(1 - \frac{\rho^*}{\rho_*}\right)\mu_i^2\mu_k^2\phi\, dm \qquad \mu_i = \frac{x_i}{r}$$

Suponiendo que el potencial gravitatorio deriva de la distribución de masa ρ del plasma y de una distribución ρ^*, independiente del mismo (Sérsic).

III. Frecuencias de oscilación

Con la hipótesis de que sólo pulsa radialmente ($\xi_1 = \xi_3$), del sistema de ecuaciones (5) se obtiene:

(6) $$\lambda_R^2 = -(3r^* - 4)\frac{\Omega}{I} + (5 - 3r)\Omega^2\frac{I_1}{I} - 3r\frac{h^2}{8\pi}\sigma V = -\frac{C}{I} \quad ; \quad C = \sum_{ij} C_{ij}$$

en el límite $h \to 0$ se ve que coincide con laoobtenida por Ledoux. Ver ($r^* = r + \theta$) en sec. IV.

Si por otra parte suponemos excitado únicamente el modo "S" de Chandrasekhar ($2\xi_1 + \xi_3 = 0$), y con el producto contraído de $(3\delta_{k3} - \delta_{\underline{k}k})$ por (5) se tiene:

(7)

y en el límite Ω, $h \to 0$ coincide con el obtenido por Chandrasekhar-Lebobitz ($\lambda_s^2 = \frac{4}{5}\frac{\Omega}{I}$).

Estos modos se discutieron por separado sólo por razones de simplicidad ulterior. En efecto, la ecuación característica (5), no nos da como solución las (6) y (7), sino un acoplamiento entre ambas, la causa del acople está en la rotación y/o el campo magnético como se verá.

Reemplazando la identidad $3\xi_i = (2\xi_1 + \xi_3)\delta_{\underline{i}i} - (3\delta_{i3} - \delta_{\underline{i}i})(\xi_1 - \xi_3)$ en la ecuación (5) tenemos las combinaciones:

$$(8) \quad \begin{cases} (\lambda^2 I + C)(2\xi_1 + \xi_3) + [\lambda^2(I_3 - I_1) + C_3 - C_1]\, 2(\xi_3 - \xi_1) = 0 \\ [\lambda^2(I_1 - I_3) + C_{.1} - C_{.3}](2\xi_1 + \xi_3) + [-\lambda^2(2I_3 + I_1) + 3(C_{33} - C_{13}) + C_1 - C_3]\, 2(\xi_1 - \xi_3) = 0 \end{cases}$$

$$C_{.i} = \sum_j C_{ji}$$

cuya ecuación característica:

$$(9) \quad \begin{vmatrix} \lambda^2 I + C & \lambda^2(I_3 - I_1) + C_3 - C_1 \\ \lambda^2(I_3 - I_1) + C_{.3} - C_{.1} & \lambda^2(I_1 + 2I_3) - 3(C_{33} - C_{13}) + C_3 - C_1 \end{vmatrix} = 0$$

da los modos de oscilación.

IV. Discusión de las soluciones, acoplamiento

Como el signo de λ^2 nos da el criterio de estabilidad del sistema, puede discutirse ésta, imponiendo las condiciones correspondientes a los coeficientes de la ecuación (9). Sin embargo pueden referirse, bajo ciertas condiciones, las soluciones de (9) a las ya obtenidas y mostrar de aquí cómo están acopladas. La (9) se puede escribir:

$$(\lambda^2 - \lambda_R^2)(\lambda^2 - \lambda_S^2) + D = 0$$

y la condición de desacople es que $D = 0$.

Si la rotación y el campo magnético introducen una deformación elipsoidal, tendremos $\rho = \rho_0 [1 + \delta(r) P_2]$ (Wentzel), siendo ρ_0 la densidad cuando $h \sim \Omega \sim 0$ y reemplazando en las definiciones anteriores:

$$3\Omega_K = \Omega + \frac{1}{5}\Omega\, \Delta_1 (3\delta_{K3} - \delta_{\underline{K}K}) \qquad \Delta_1 = \frac{1}{\Omega}\int_M \delta(r)\, \phi\, dm$$

$$3I_K = I + \frac{1}{5} I\, \Delta_2 (3\delta_{\underline{K}3} - \delta_{\underline{K}K}) \qquad \Delta_2 = \frac{1}{I}\int_M \delta(r)\, r^2 dm$$

$$\omega_{iK} = \frac{1}{5}\Omega\left\{1 + \frac{1}{3}(-13 + 6\delta_{i1} + 9\delta_{i3})\delta_{\underline{i}K} + \frac{1}{7}\Delta_1(11 - 12\delta_{i1} - 6\delta_{i3})\delta_{\underline{i}K}\right\} +$$
$$+ \frac{1}{5}\theta\Omega\left\{-1 + (11 - 12\delta_{i1} - 3\delta_{i3})\delta_{\underline{i}K}\right\} + \frac{1}{35}\Delta\theta - \Omega\left\{-1 + (-13 + 4\delta_{i1} + 30\delta_{i3})\delta_{\underline{i}K}\right\}$$

donde $\theta = \frac{1}{\Omega}\int \frac{\rho^*}{\bar{\rho}^*}\phi\, dm$ y $\Delta\theta = \frac{1}{\Omega}\int \frac{\rho^*}{\bar{\rho}^*}\delta(r)\,\phi\, dm \cong \theta\, \Delta_1^{**}$ $\qquad \Delta_0 = 1 - \sqrt{1 - e^2}$

Entonces D es explícitamente:

$$D = -\frac{\lambda^4\Delta_2^2}{25} - \frac{\lambda^2\Delta_2}{3}(C_{.3} - C_{.1} + C_3 - C_1) + \left[\frac{3\Delta\theta - \Delta_1}{5}\Omega - \frac{3}{2}\cdot\frac{h^2}{8\pi}v(1 - \Delta_0)\frac{d\sigma}{d\Delta_0} - 5\Omega^2 I\omega\right]\left(\frac{3\Delta\theta - \Delta_1}{5} + \frac{6}{15}\Delta_1\Omega - 5\frac{h^2}{8\pi}\zeta\right)$$

Considerando el caso cuando h y Ω son pequeños, se reduce al término principal:

$$D = k\,\xi^2\,\frac{\Omega^2}{I^2}$$

El estudio de estos téminos, aún no realizado, permitiría conocer, aplicando la teoría de los procesos irreversibles, algunos detalles más acerca de la evolución de las galaxias.

En nuestro caso, hemos adoptado la teoría de Onsager y la hemos aplicado al proceso de formación de estrellas, que suponemos de importancia fundamental para la historia de una galaxia. De ese análisis se desprende que la cantidad de materia no estelar tiene un decaimiento exponencial, hecho que los pocos datos existentes parecieran confirmar.

SOBRE LA VELOCIDAD DE FORMACION DE ESTRELLAS EN UNA GALAXIA

J.L. Sérsic
(Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba)

Se discute la posibilidad de interpretar la velocidad de formación de estrellas en una galaxia como un proceso no estacionario. Se discute un modelo simple con aproximación de relajación para la ecuación de Boltzmann. La expresión para la velocidad de formación de estrellas en el sistema toma entónces la forma

$$(1) \qquad \frac{d\rho_s}{dt} = Q_1 \rho_6 + Q_2 \rho_6^2 + \ldots,$$

donde ρ_s es la densidad de las estrellas, ρ_6 la del gas y los coeficientes Q_i son funciones del punto que satisfacen las relaciones,

$$\int Q_i \, dV = K \delta_{i1}$$

las que expresan que el proceso es exponencial como un todo. Además debe ser

$$Q_i \ll Q_{i-1}$$

en casi todo el espacio de la galaxia, pero si

$$1 < i < K \qquad ; \qquad Q_i = 0$$

y entonces

$$\frac{d\rho_s}{dt} = Q_k \rho^k + \ldots$$

ellooocurre en ciertas regiones E_k cuya medida es

$$m(E_k) \ll m(E_{k-1}).$$

Esto muestra que en ciertos recintos de un sistema, la velocidad de formación de estrellas puede ser más alta que el promedio, pero que la probabilidad de encontrar dichos recintos es tanto menor cuanto más elevada es la velocidad de formación, aquí simbolizada por el exponente k. Como la (1) se deduce al considerar autogravitante el sistema, se infiere que esta es